Messung der g-Faktoren der Zustände 5^+ 1.13 MeV in ^{18}F und 1^+ 0.59 MeV in ^{22}Na durch differentielle Beobachtung der Kernspinpräzession nach einer Kernreaktion

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dietrich Haag

aus Heidelberg

Berlin

Mai 1967

1. Referent: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. " : Prof. Dr. S. Wilking

Tag der mündl. Prüfung: 29. Juni 1967

Tag der Promotion: 13. Juli 1967

Messung der g-Faktoren der Zustände 5^+ 1.13 MeV in ^{18}F und 1^+ 0.59 MeV in ^{22}Na durch differentielle Beobachtung der Kernspinpräzession nach einer Kernreaktion

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dietrich H a a g

aus Heidelberg

- Mai 1967 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Zusammenfassung:

Mit dem gepulsten Strahl des Berliner 5.5 MeV van de Graaff-Generators wurden der 5^+ 1.13 MeV-Zustand in ^{18}F durch die Reaktion $^{16}O(^3He,p)$ oder über $^{18}O(p,n)$ und der 1^+ 0.59 MeV-Zustand in ^{22}Na durch die Reaktion $^{19}F(\alpha,n)$ oder über $^{22}Ne(p,n)$ bevölkert. Die Kernreaktion diente gleichzeitig zur Anregung und Ausrichtung der ^{18}F- bzw. ^{22}Na-Kerne. Da die Lebensdauern der Niveaus geeignet lang und die Winkelverteilung der Zerfalls-γ-Quanten anisotrop sind, war die Methode der differentiellen Beobachtung der Spinpräzession anwendbar: Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes konnte die Larmorfrequenz der präzedierenden Kernspins durch Beobachtung der zeitabhängigen Intensitätsmodulation der in eine feste Richtung emittierten γ-Strahlung gemessen werden. Zur Beurteilung der Störungen der g-Faktor-Messungen durch Hyperfeinwechselwirkungen nach der Kernreaktion wurden feste, flüssige und gasförmige Proben untersucht. Innerhalb der Meßgenauigkeit konnte keine Verschiebung der Larmorfrequenz beobachtet werden. Aus der jedoch zum Teil beträchtlichen Abhängigkeit der Modulationsamplitude vom umgebenden Medium können qualitative Aussagen über die Störungen gemacht werden.

Die Messung der g-Faktoren ergab folgende Resultate:

Für den 5^+ 1.13 MeV-Zustand in ^{18}F

$$g = + 0.566 \pm 0.004$$

und für den 1^+ 0.59 MeV-Zustand in ^{22}Na

$$g = + 0.523 \pm 0.011$$

Diese Werte für die ungerade-ungerade Kerne ^{18}F und ^{22}Na werden mit den Werten der in Einteilchenoperator-Kopplung aus dem Schalenmodell erhaltenen g-Faktoren verglichen. Es zeigt sich gute Übereinstimmung. Die Messung des g-Faktors von ^{18}F bestätigt eine reine $(d_{5/2})^2$-Konfiguration im 5^+ 1.13 MeV-Zustand.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I	Einleitung	5
II	Prinzip der differentiellen Beobachtung der Kernspinpräzession	8
III	Experimentelle Anordnung	
	1) Strahlführung	13
	2) Targetanordnung	13
	3) Detektor und elektronischer Aufbau	17
IV	Messungen und Ergebnisse	
	1) Messung des g-Faktors von ^{18}F in wäßriger Umgebung	20
	2) Vergleich der Larmorfrequenzen von ^{18}F und Amplitudenverhalten in verschiedener Umgebung	23
	3) Messung des g-Faktors von ^{22}Na in verschiedenen Medien	26
V	Diskussion der Nacheffekte	32
VI	Diskussion der gemessenen g-Faktoren	36
VII	Schlußbemerkungen	39

I Einleitung

Das magnetische Dipolmoment $\mu = g \cdot I$ (g = g-Faktor, I = Kernspin) eines Kernzustandes erlaubt Aufschlüsse über dessen Struktur bezüglich der Verteilung des Neutronen- und Protonenstroms. Beim Vergleich mit Ergebnissen theoretischer Ansätze ist es besonders geeignet, deren Konsistenz zu überprüfen.[+)]

Die zahlreichen Rechnungen der letzten Jahre für die Kerne der (2s1d)-Schale lassen dieses Gebiet mit den Massenzahlen A = 16 bis 40 als Studienobjekt besonders interessant erscheinen. Die magnetischen Momente der stabilen und die einiger instabiler Grundzustände sind bekannt (Lin 64). Von den angeregten Zuständen war zu Beginn dieser Arbeit nur der $5/2^+$ 0.198 MeV-Zustand des ^{19}F untersucht worden. Zur Bestimmung des g-Faktors anderer angeregter Zustände erschienen unter den hier gegebenen experimentellen Möglichkeiten der 5^+ 1.13 MeV-Zustand in ^{18}F und der 1^+ 0.59 MeV-Zustand in ^{22}Na aus folgenden Gründen besonders geeignet: Erstens lassen sich diese Zustände leicht durch einfache Kernreaktionen bevölkern, zweitens sind sie der Methode der differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession (DDCA-Methode) zugänglich, da ihre Lebensdauern von 220 nsec (PolF 66) bzw. 243 nsec (SunT 66) lang gegen die Dauer der Strahlimpulse und kurz gegen die reziproke Wiederholfrequenz des zur Verfügung stehenden Beschleunigers sind.

Bei g-Faktormessungen angeregter Zustände mittels der Präzession in einem äußeren Magnetfeld muß den Störungen durch atomare Felder besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden.

+) Vergleiche hierzu de Shalit (deS 64)

Dies gilt speziell dann, wenn der Zustand durch eine Kernreaktion angeregt wird. Zunächst wird bei einer Reaktion mit geladenen Teilchen das Coulombfeld der Reaktionspartner mit dem Hüllenfeld in Wechselwirkung treten. Dann erhält der Endkern der Reaktion durch den übertragenen Rückstoß eine kinetische Energie von einigen 100 keV, die er beim Abbremsvorgang an die Umgebung abgibt. Weiterhin ist nicht sicher, in welchem Ladungszustand und, bei Messungen im Festkörper, an welcher Stelle des Gitters er zur Ruhe kommt. Während all dieser Prozesse können starke innere Felder auftreten, die am magnetischen Dipolmoment und elektrischen Quadrupolmoment des zu untersuchenden Zustandes angreifen und so die Wechselwirkung zwischen dem äußeren Magnetfeld und dem magnetischen Dipolmoment stören können. Entscheidend dabei ist, ob die durch die Kernreaktion erzeugte Ausrichtung durch die Hyperfeinwechselwirkung nicht wieder zerstört wird, bevor die Emission des γ-Quants erfolgt. Messungen der Spinpräzession nach Coulombanregung (siehe zum Beispiel Tabelle VIII in Ref. AldS 64) haben gezeigt, daß die Ausrichtung zumindest zum Teil erhalten bleibt. Es ist jedoch wünschenswert, ein besseres Verständnis über das Schicksal der Rückstoßatome bezüglich ihrer Hyperfeinwechselwirkung während des Abbremsvorganges und danach zu gewinnen. Deshalb wurden - auch im Zusammenhang mit Messungen am ^{19}F, die bei Bleck (Ble 67) beschrieben und diskutiert sind - die Rückstoßatome in festen, flüssigen und gasförmigen Proben erzeugt und abgebremst.

Die DDCA-Methode erwies sich seit ihrer Einführung durch Hrynkiewicz (Hry 60), Matthias und Lindqvist (MatL 61) und Freeman (Fre 61) als erfolgreich zur relativ genauen Bestimmung von g-Faktoren angeregter Kernzustände. Sie ist darüber hinaus zur Untersuchung der Störungen beson-

ders geeignet. Im nächsten Kapitel ist diese Methode kurz beschrieben.+) Abschnitt III und IV führen uns vom experimentellen Aufbau zu den Messungen und deren Ergebnissen. Die nach der Kernreaktion beobachtete Hyperfeinwechselwirkung (Nacheffekte) wird im Abschnitt V behandelt. Zur Diskussion der beiden gemessenen g-Faktoren der ungerade-ungerade Kerne ^{18}F und ^{22}Na werden im Kapitel VI die g-Faktoren der benachbarten Kerne ungerader Nukleonenzahl herangezogen, da zum Beispiel unter Benutzung des Einteilchenmodells einfache Beziehungen zwischen diesen g-Faktoren existieren sollten.

+) Eine ausführliche Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Bestimmung von g-Faktoren angeregter Zustände und ihre Problematik findet man zum Beispiel in Monographien von Steffen und Frauenfelder (SteF 64, FraS 65) und Alder und Steffen (AldS 64).

II Prinzip der differentiellen Beobachtung der Kernspinpräzession (DDCA) +)

Wir können den g-Faktor eines angeregten Kernzustandes durch Beobachtung der Drehung der Winkelverteilung der Zerfalls-γ-Quanten bestimmen, die durch die Wechselwirkung des statischen Kerndipolmoments mit dem stationären äußeren Magnetfeld B verursacht wird. Die Präzession ist beobachtbar, falls die magnetischen Unterzustände abweichend von der Gleichverteilung besetzt, das heißt, die Kerne ausgerichtet sind. Die Anregung und Ausrichtung kann zum Beispiel durch eine Kernreaktion erfolgen, bei der ein Strahl unpolarisierter Teilchen x auf das Target auftrifft. Durch den Strahl wird eine Richtung $\vec{k}_1$ definiert, und das System der durch die Anregung ausgerichteten Kerne läßt sich durch die Dichtematrix $\rho^x(\vec{k}_1)$ beschreiben. Dieses System $\rho^x(\vec{k}_1)$ emittiere nun γ-Strahlung in Richtung $\vec{k}_2$, beschrieben durch die Dichtematrix $\rho^\gamma(\vec{k}_2)$. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß, gegeben durch die Spur des Produktes der Dichtematrizen $\rho^x(\vec{k}_1) \times \rho^\gamma(\vec{k}_2)$, ergibt sich zu

$$(1) \qquad W(\vec{k}_1\vec{k}_2) \equiv W(\theta) = \sum_k A_k^x \, A_k^\gamma \, P_k(\cos\theta) \quad .$$

θ ist der Winkel zwischen $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$. Die Koeffizienten A_k^x hängen von allen Quantenzahlen, die zur Beschreibung der Kernreaktion benötigt werden, ab und sind wegen ungenügender Kenntnis des Reaktionsmechanismus im allgemeinen nicht bekannt. Die Koeffizienten A_k^γ beschreiben den elek-

---

+) Die stark gekürzte Darstellung folgt zum Teil der Monographie von Alder und Steffen (AldS 64).

tromagnetischen Übergang und können bei Kenntnis von Multipolordnung der γ-Strahlung und Spins des Anfangs- und Endzustands Tabellen entnommen werden. $P_k(\cos\theta)$ sind die Legendre-Polynome.

Stören wir nun das System der angeregten Kernzustände durch ein äußeres Feld, so müssen wir es durch die zeitabhängige Dichtematrix $\rho^{\chi}(\vec{k}_1,t)$ beschreiben. In dem Spezialfall eines in Richtung senkrecht zu $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ angelegten, homogenen und zeitlich konstanten Magnetfeldes B erhalten wir

$$(2) \qquad W(\theta,t,B) = \sum_k A_k^{\chi} A_k^{\gamma} P_k \left[\cos(\theta-\omega_L t) \right]$$

mit

$$(3) \qquad \omega_L = - \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \frac{\mu}{I} \cdot B, \qquad \frac{\mu}{I} = g \cdot$$

ω_L ist die Larmorfrequenz (deren Drehsinn das Vorzeichen des g-Faktors festlegt), μ_N ist die Konstante Kernmagneton, μ das magnetische Moment, I der Kernspin, B das angelegte Feld und g der g-Faktor. Da die Emission des γ-Quants aus einem Zustand wohldefinierten Spins und Parität erfolgt, ist k geradzahlig.

Die differentielle Meßmethode DDCA (differential-delay-constant-angle) besteht nun darin, W unter einem festen Winkel θ_o bei konstantem Magnetfeld B_o als Funktion der Zeit zu messen. Da der zur Zeit t = 0 angeregte Zustand exponentiell zerfällt, ist die Intensität I(t) im Detektor gegeben durch

$$(4) \qquad I(t) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_N}\right) \; W(t, \theta_o, B_o) \quad .$$

τ_N ist die Lebensdauer des angeregten Zustandes, $W(t, \theta_o, B_o)$ ist durch (2) gegeben. Statische und statistisch veränderliche Störfelder können sich dadurch bemerkbar machen, daß unter sonst gleichen Bedingungen in verschiedenen Medien verschiedene I(t) gemessen werden. Bei einer "totalen" Störung verschwindet die Modulationsamplitude.

In Abb. 1 ist das Prinzip anschaulich dargestellt.

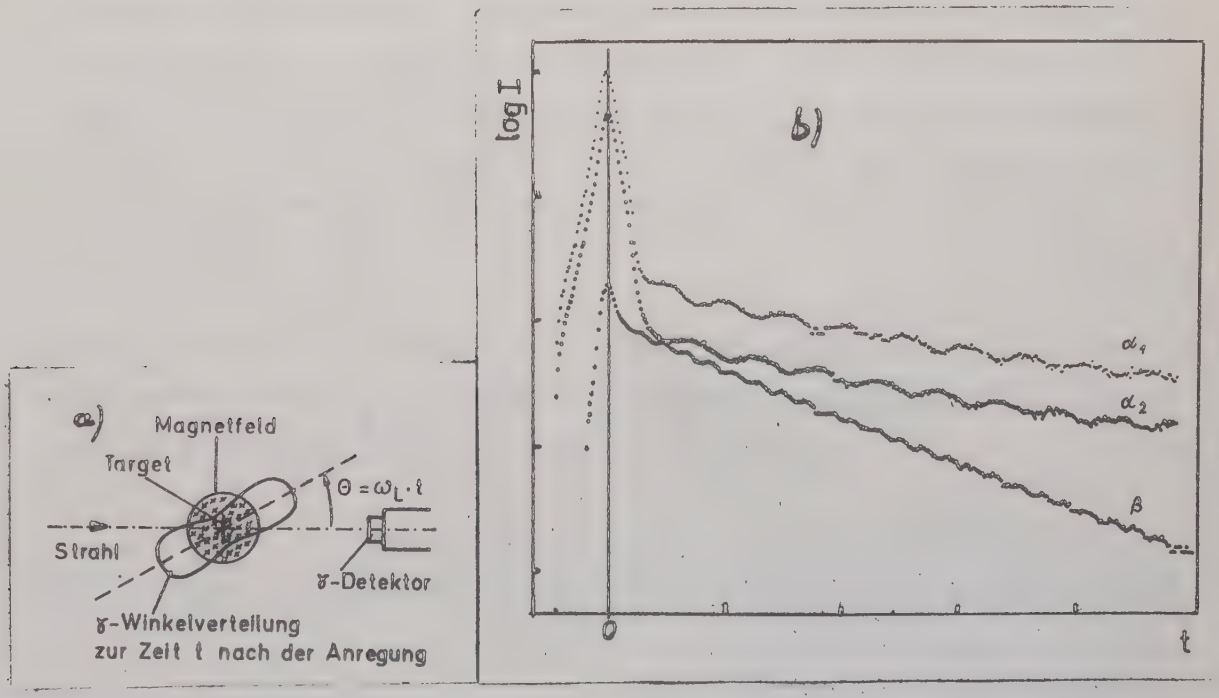


Abb. 1: Prinzip der Spinpräzession
a) Geometrie
b) typische Meßkurven an verschiedenen Zuständen (α, β) und unter verschiedenen Winkeln $\theta_o = 0^o (\alpha_1)$, $\theta_o = 90^o (\alpha_2)$

Strahlimpulse aus dem Beschleuniger treffen auf das Target und regen das zu untersuchende Niveau an. Der übertragene Bahn-Drehimpuls steht in jedem Falle senkrecht zur Einschußrichtung. Dies bewirkt im allgemeinen eine bezüglich der Einschußrichtung symmetrische Ausrichtung der Kerne im angeregten Zustand. Damit hat auch das elektromagnetische Strahlungsfeld eine räumlich anisotrope Verteilung, die um die Feldrichtung mit der Larmorfrequenz präzediert. Die γ-Strahlung wird in einem Detektor registriert und als I(t) in einem Vielkanalanalysator als Funktion der Zeit gespeichert. In Abb. 1 b) sind typische Meßkurven für I(t) aufgetragen. Das ausgeprägte Maximum bei t = 0 rührt von prompter γ-Strahlung anderer Übergänge her, die durch den Strahlimpuls ausgelöst wurde. Daneben erkennen wir den zeitlich verzögerten, exponentiellen Zerfall mit der Lebensdauer des untersuchten Niveaus und überlagert die Modulation durch die Larmorpräzession. α und β sind Messungen an verschiedenen Zuständen. α_1 und α_2 sind Messungen mit verschiedenen Detektorstellungen $\theta_0 = 0^\circ$ bzw. 90°.

Da bei allen in Abschnitt IV beschriebenen Messungen die Terme von $W(t,\theta_0,B_0)$ mit $k \geq 4$ vernachlässigbar gegen die mit $k = 2$ waren, wollen wir im folgenden

$$(5)\quad I(t) = \text{const} \exp\left(-\frac{t}{\tau_N}\right)\left[1 + A_2^{\,x}\, A_2^{\,\gamma}\, P_2(\cos(\theta-\omega_L t))\right]$$

setzen. Um die Lebensdauer τ_N zu eliminieren, bilden wir

$$(6)\quad R(t) = \frac{I(t,\theta_0 = 0^\circ) - I(t,\theta_0 = 90^\circ)}{I(t,\theta_0 = 0^\circ) + I(t,\theta_0 = 90^\circ)} = A\cos(2\omega_L t)\ ,$$

wobei

$$A = \frac{-3 A_2^{x} A_2^{\gamma}}{4 + A_2^{x} A_2^{\gamma}} \qquad (7)$$

ist.

ω_L ist durch (3) gegeben. Eichung der Zeitskala und Messung des Magnetfeldes erlauben die Bestimmung des g-Faktors. Sein Vorzeichen ist aus dem Drehsinn der γ-Verteilung zu bestimmen, der durch eine zusätzliche Messung bei $\theta_o = 45^o$ festgelegt wird.

Die wesentlichen Vorzüge der DDCA-Methode sind:

1) Direkte Messung der Larmorfrequenz, dabei brauchen A_k^{x} und A_k^{γ} nicht bekannt zu sein; es muß nur $A_k^{x} \cdot A_k^{\gamma} \neq 0$ sein für mindestens ein $k > 0$. Die erreichbare Genauigkeit beträgt etwa 1 %.

2) Erfassung möglicher Störungen während der Beobachtungszeit (zum Beispiel Relaxation, Quadrupolwechselwirkung) aus dem zeitlichen Verhalten der Modulationsamplitude.

Die DDCA-Methode ist bei konventionellen Magnetfeldstärken ($B < 50$ kG) jedoch nur anwendbar für Zustände, deren Lebensdauern größer als einige 10^{-9} Sekunden sind.

III Experimentelle Anordnung

1) Strahlführung

Die Experimente wurden am Berliner 5.5 MeV van de Graaff-Beschleuniger[+)] durchgeführt. Der Ionenstrahl aus der Hochfrequenzquelle wird mit einer Frequenz von 1 MHz auf einer elliptischen Bahn über eine kreisförmige Blende gewedelt; auf diese Weise gelangen Strahlpulse von etwa 10^{-8} sec Dauer in das Beschleunigerrohr. Nach Beschleunigung durch das elektrische Gleichfeld wird der gepulste Strahl durch einen energiedefinierenden 90°-Umlenkmagneten abgelenkt. Der Strahl wird mittels zweier magnetischer Quadrupollinsen nach Passieren eines Blendensystems auf das Target fokussiert, wobei sich stabile Brennflecke von weniger als 1 mm Durchmesser bei einer Intensität von 0.5 µA erreichen ließen.

2) Targetanordnung

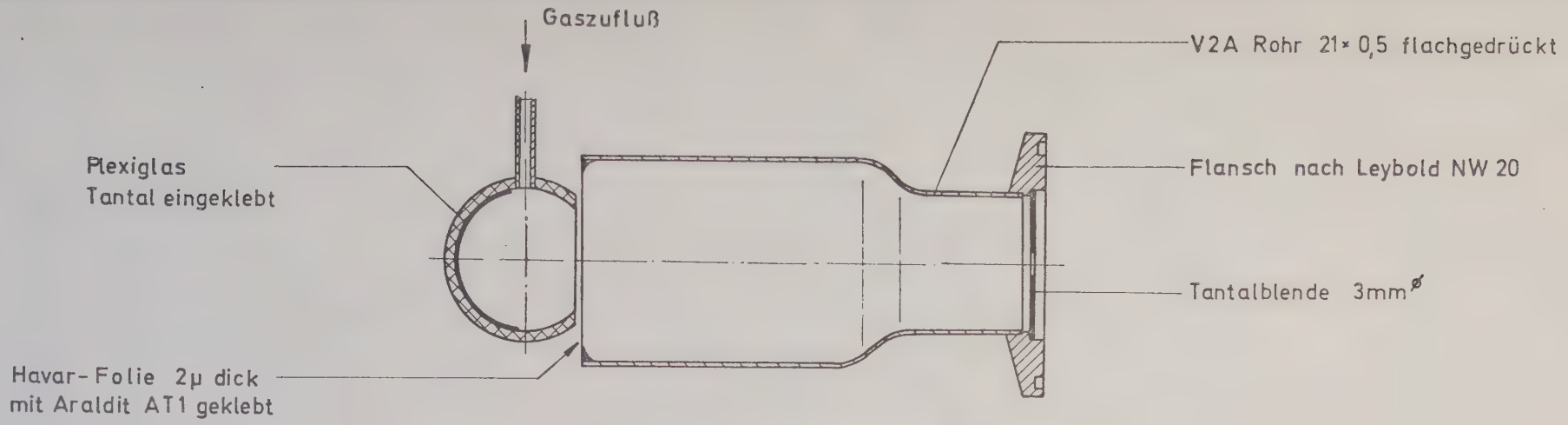
Bei allen Reaktionen bis auf $^{22}Ne(p,n)$ wurde die Anordnung I (Abb. 2) benutzt. Das Strahlrohrende bestand aus einem flachgedrückten Rohr aus V2A-Stahl, das an seinem dem Target zugewandten Ende mit einer 2 mg/cm^2 dünnen Metallfolie (Havar) beklebt war. Die Folie konnte bei α-Teilchen mit Strömen bis 0.2 µA und bei Protonen bis 0.6 µA belastet werden. Der Strahl trat aus der Folie in Luft und traf das Target, das sich in einem homogenen Magnetfeld befand. Feldrichtung und Strahlachse standen aufeinander senkrecht. Der mit konischen Polschuhen (Ø: 25 mm und 40 mm) aus Kobalt-Eisen versehene Magnet[++)] war mit Hilfe eines Kreuzschlit-

---

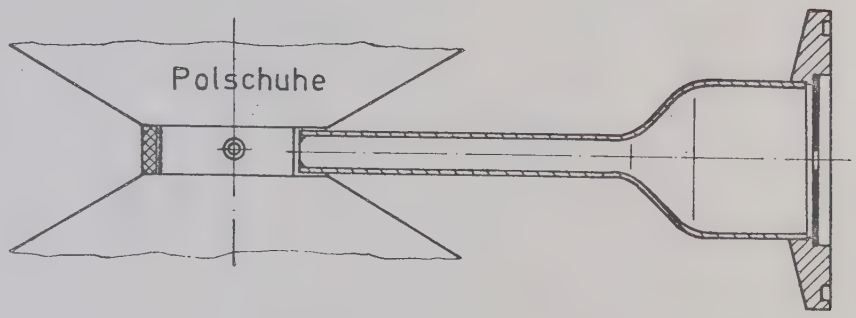
+) Fa. High Voltage Engineering Corp., Mass. - USA

++) Typ B-E10C8, Fa. Bruker, Karlsruhe

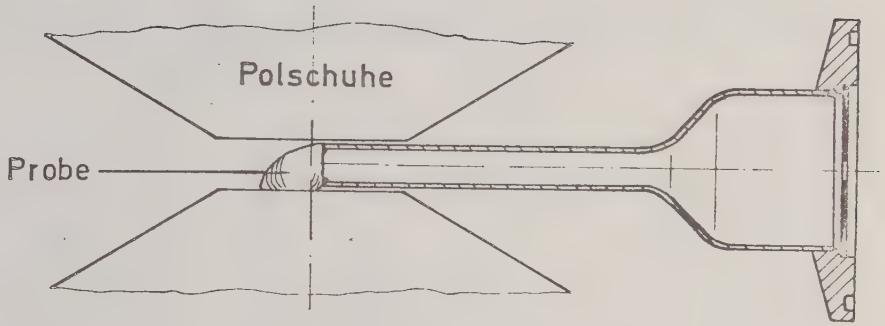
tens in der horizontalen Ebene justierbar; auf diese Weise konnte das Magnetfeld mit der zwischen den Polschuhen angebrachten Targetprobe innerhalb einer Fläche von 100 x 100 mm^2 verschoben werden. Die Probe war somit bequem bezüglich des violett fluoreszierenden Ionenstrahls zu justieren. Zur Bestrahlung eines Festkörpertargets wurde die betreffende Substanz zwischen die Polschuhe geschoben, und zur Herstellung eines Flüssigtargets wurde mit einer Injektionsnadel ein Tropfen zwischen jene gebracht. Ein kleiner Fettwulst verhinderte das Zerfließen des Tropfens. Für Messungen am Gas wurde ein 6 mm hoher Plexiglasring zwischen die Polschuhe geklemmt; durch ein seitlich eingeklebtes Kanülrohr strömte das Gas laufend zu. Es floß durch eine 15 mm breite Öffnung ab, die gleichzeitig dem Ionenstrahl als Eintritt diente. Anordnung II (Abb. 3) wurde für die g-Faktormessung von ^{22}Na am gasförmigen ^{22}Ne-Target benutzt; das Gas befand sich dabei in einer evakuierbaren Gaskammer. Die dem Ionenstrahl ausgesetzten Rückwände der Gastargetkammern in Anordnung I und II bestanden aus Tantal. Die Ablenkung des Strahls durch das Magnetfeld betrug maximal 15° und war ohne wesentlichen Einfluß auf die Messungen.



Gastarget, Draufsicht



Gastarget, Seitenansicht



Flüssig-Target, Seitenansicht

Abb. 2: Targetanordnung I zur Messung an Fest-, Flüssig- und Gasproben. Der Strahl tritt jeweils von rechts ein.

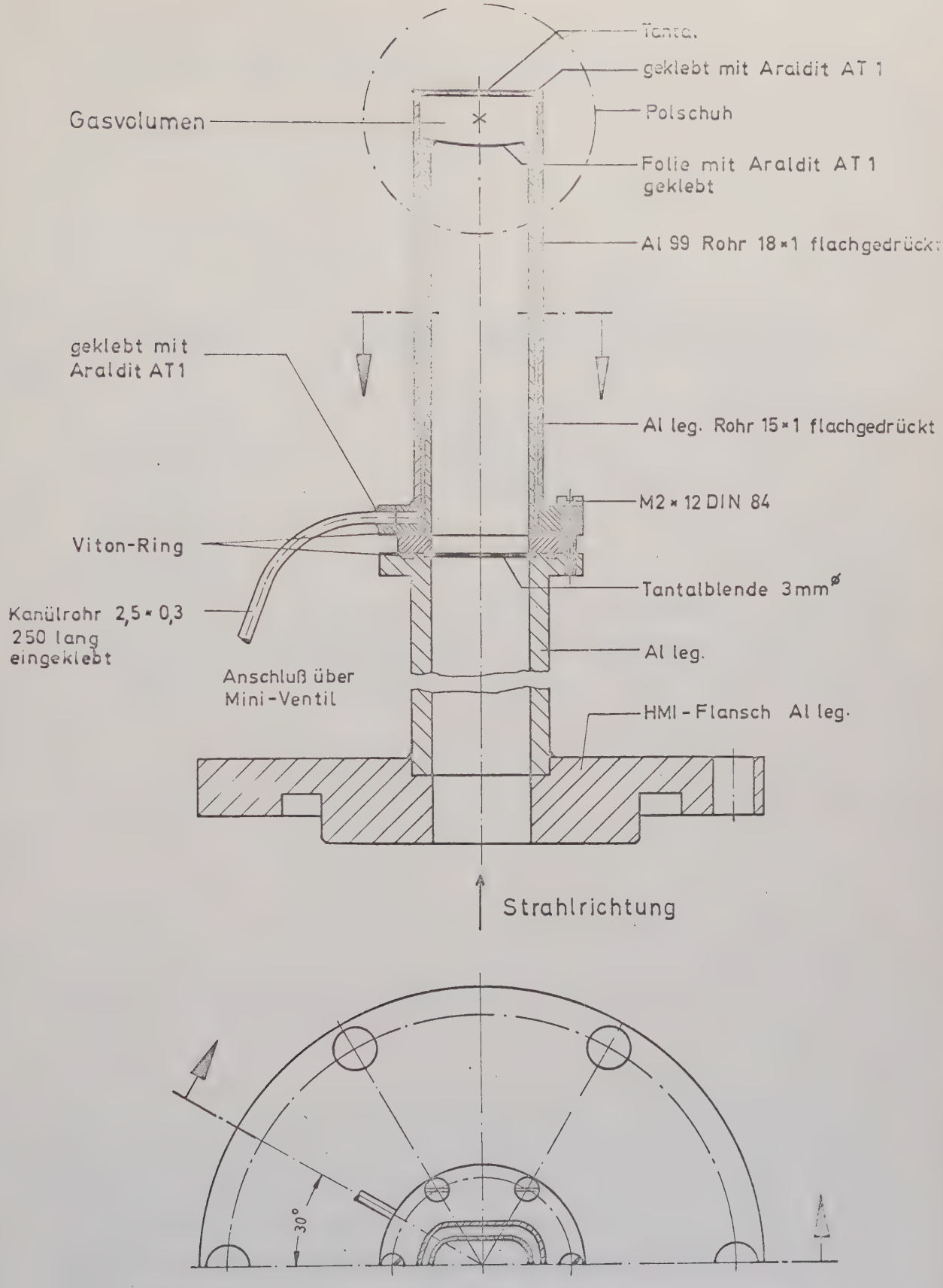


Abb. 3: Targetanordnung II
Gastarget zur Messung des g-Faktors von ^{22}Na nach der Reaktion $^{22}Ne(p,n)$

3) Detektor und elektronischer Aufbau[+)]

Die Gesamtanordnung zeigt Abb. 4.

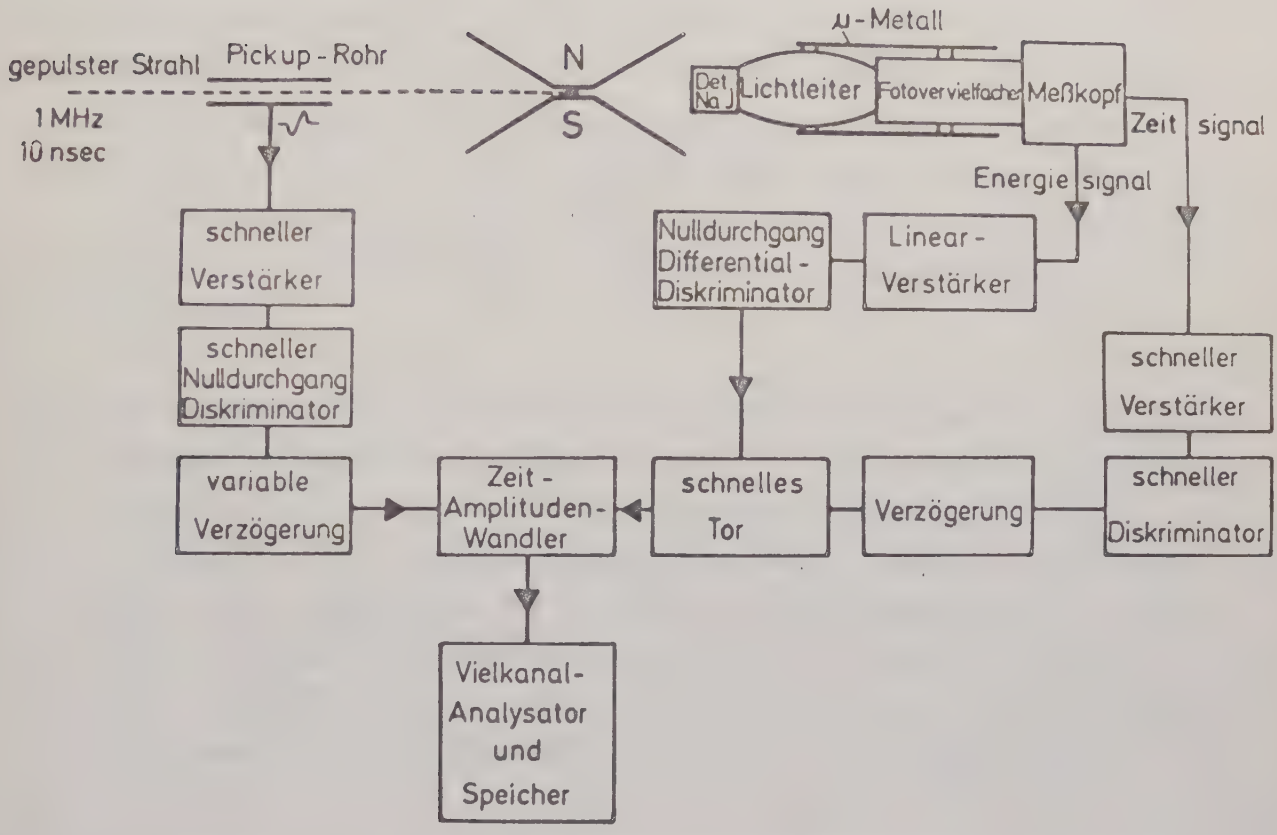


Abb. 4: Blockschaltbild zur differentiellen Beobachtung der Kernspinpräzession

Die Strahlpulse des Beschleunigers influenzierten in einer vor dem Target befindlichen Sonde (Rohr) elektrische Nulldurchgangssignale, die verstärkt und einer auf den Nulldurchgang ansprechenden, schnellen Triggerstufe zugeführt wurden. Deren Ausgangssignale starteten den Sägezahnimpuls eines Zeit-Amplituden-Wandlers (ZAW).

+) Die Elektronik wurde in der Abteilung Elektronik im Hahn-Meitner-Institut Berlin entwickelt und gebaut.

Der Nachweis der im Target erzeugten γ-Strahlung erfolgte in einem in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld schwenkbaren NaJ(Tl)-Kristall von 38 mm Durchmesser und 38 mm Dicke. Dieser war über einen elliptischen Lichtleiter aus Plexiglas an die Fotokathode eines 56 AVP Fotovervielfachers angekoppelt. An der Anode des Fotovervielfachers wurde ein schnelles Stromsignal abgenommen, verstärkt und von einer schnellen Diskriminatorstufe in ein Einheitszeitsignal umgewandelt. Nach Verzögerung passierten diese Signale ein schnelles Tor, das vom Energiekanal aufgesteuert wurde, und bedienten dann den Stoppeingang des ZAW. Die Ausgangssignale des ZAW wurden in einem Vielkanalanalysator gespeichert.

Der Unterschied gegenüber den konventionellen Schnell-Langsam-Koinzidenzschaltungen besteht in der Energiediskrimination vor dem Zeit-Amplituden-Wandler. Dadurch wird die Belastung des ZAW entsprechend reduziert, und es können relativ hohe Zählraten im Zeitkreis toleriert werden. Typische Zählraten bei den Messungen an ^{18}F und ^{22}Na waren nach dem Zeitdiskriminator einige 10^5 Impulse/sec, im Fenster des Energie-Diskriminators 10^2 - 10^4 Impulse/sec.

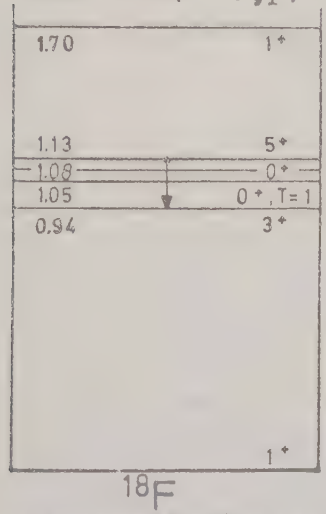
Zur Messung bei sehr kleinen γ-Energien kann bei dieser Anordnung die Schwelle des schnellen Zeit-Diskriminators sehr tief, bis in das Rauschen des Fotovervielfachers gesetzt werden. Die hohe Ausgangsrate des Diskriminators (über 10^6 Impulse pro sec) gibt dann Anlaß zu zufälligen Koinzidenzen im schnellen Tor, die aber nicht stören, weil sie sich im Zeitspektrum durch eine Stufe nach negativen Zeiten bemerkbar machen. Die durch die tiefe Ansprechschwelle im schnellen Kreis prinzipiell verbesserte Zeitauflösung ist im Rahmen dieser Untersuchungen ohne Interesse. Jedoch sei bemerkt, daß mit dieser Anordnung am 1 nsec-Strahl des

van de Graaffs für 30 keV γ-Strahlung in NaJ(Tl) eine Zeitauflösung von etwa 3 nsec erreicht werden konnte.

Ein weiterer Vorzug der Schaltung ist die Unterdrückung von pile up-Effekten: Der Linearverstärker im Energiekreis arbeitet als Zweifachklippverstärker. Tritt innerhalb der ersten Klipphälfte ein Doppelimpuls auf, so liegt sein Nulldurchgang bezüglich dem der "guten" Signale zeitlich verschoben. Der Nulldurchgang löst das Ausgangssignal des Differentialdiskriminators aus; das Ausgangssignal des Zeitdiskriminators dagegen ist durch den frühesten Teil der Vorderflanke (praktisch das erste Fotoelektron) gegeben. Das schnelle Tor unterwirft die beiden Ausgangssignale einer Überlapp-Koinzidenz-Bedingung: Es mißt die Zeit zwischen Impulsanstieg und seinem Nulldurchgang in Form einer Ja-Nein-Aussage. Nur die Signale werden verwertet, deren Nulldurchgang innerhalb einer bestimmten Zeitspanne Δt liegt. Pile up-Signale werden so automatisch verworfen. Die Breite Δt definiert den Auflösebereich dieses pile up-Detektors. Sie ist im wesentlichen durch die Breite des Differentialdiskriminator-Ausgangsimpulses gegeben und betrug bei den Messungen etwa 70 nsec. Die pile up-Zählrate konnte um einen Faktor 10 reduziert werden.

IV Messungen und Ergebnisse

1) Messung des g-Faktors von ^{18}F in wäßriger Umgebung



Das Niveau bei 1.13 MeV wurde entweder durch die Reaktion $^{16}O(^3He,p)^{18}F$ oder $^{18}O(p,n)^{18}F$ bei einer ^3He-Energie von 5.5 MeV bzw. einer p-Energie von 5.9 MeV bevölkert. Es zerfällt über E2-Strahlung mit einer Energie von 0.19 MeV und einer Lebensdauer von 220 nsec (PolF 66) zum angeregten 3^+-Zustand (siehe Niveauschema, Ref. (OlnW 65)). Die Anisotropie der γ-Strahlung war in den beiden Fällen der Anregung von gleicher Größenordnung (~ 20 %). Eine quantitative Aussage ist wegen des nicht bekannten Reaktionsmechanismus irrelevant. Es erscheint jedoch plausibel, daß wegen der hohen Bahndrehimpulsübertragung von $L \geq 4$ (Targetspin $I = 0$) das Ensemble der angeregten ^{18}F-Kerne stark orientiert ist und dadurch die relativ hohe Anisotropie zustande kommt.

Die Messung des g-Faktors erfolgte in einem Wassertarget. Die darin in sehr schwacher Konzentration erzeugten Fluor-Atome sollten nach dem Abbremsvorgang, also innerhalb 10^{-12} sec nach ihrer Entstehung als nackte, diamagnetische F^--Ionen vorliegen. Das Target bestand entweder aus destilliertem H_2O oder aus $H_2{}^{18}O$, angereichert zu 18 %. In drei unabhängigen Messungen wurde das Verhältnis der Larmorfrequenz von ^{18}F zur sehr genau gemessenen Larmorfrequenz von $^{19}F_{198\ keV}$ [+)] bestimmt, indem bei jeweils gleicher Einstellung der Apparatur nur die Ionenart und die Targetprobe gewechselt wurden.

+) Der g-Faktor des $5/2^+$ 198 keV Zustandes in ^{19}F ist $g = +1.445 \pm 0.003$ (Ble 67).

Die Targetprobe für die ^{19}F-Messungen bestand aus konzentrierter KF-Lösung. Die Meßfolge der drei Einzelmessungen war:

1) $^{16}O(^{3}He,p) - ^{19}F(p,p')$

2) $^{19}F(p,p') - ^{18}O(p,n) - ^{19}F(p,p')$

3) $^{19}F(p,p') - ^{16}O(^{3}He,p)$

Dies ergab drei unabhängige Werte für das Verhältnis der g-Faktoren. Während der Messungen wurde jeweils die Konstanz der Zeitskala überprüft. Die Konstanz des Magnetfeldes galt als gesichert, da Protonenresonanz-Kontrollmessungen eine Kurz- und Langzeitkonstanz besser als 10^{-5} ergaben. Die Homogenität wurde ebenfalls mit der Protonenresonanzsonde überprüft. Zur Bestimmung der Larmorfrequenz nach Abschnitt II (6) stand der γ-Detektor abwechselnd unter 0° und 90°, zur Bestimmung des Vorzeichens unter 45° zum Strahl.

Die Auswertung erfolgte nach der Methode der größten Wahrscheinlichkeit durch Anpassung der Meßgröße

$$R(t_K) = \frac{I(t_K,0^{\circ}) - I(t_K,90^{\circ})}{I(t_K,0^{\circ}) + I(t_K,90^{\circ})} \quad (K = \text{Kanalzahl})$$

an die Testfunktion $A \cos \frac{2\pi}{T} t_K$, wobei A und $T = \pi/\omega_L$ als freie Parameter in die Rechnung eingingen. Ein zu diesem Zweck entwickeltes Rechenprogramm[+)] suchte sich selbständig

---

+) Das Programm wurde von Herrn J. Bleck und Herrn Dr. Winkler entwickelt. Seine Beschreibung und Handhabung ist bei Bleck (Ble 67) beschrieben. Sämtliche Auswertungen wurden von Herrn Bleck durchgeführt.

den wahrscheinlichsten Wert für die Dauer $T = \pi/\omega_L$ einer halben Umdrehung und für die Amplitude A. Die Phase zum Zeitpunkt t = 0 (Maximum der prompten γ-Strahlung) wurde getrennt bestimmt. Die Einzelspektren I(t) wurden vorher auf Untergrund korrigiert und gegeneinander normiert. Der Nichtlinearität des Zeitamplitudenwandlers wurde durch Zerlegen des gemessenen Bereichs in mehrere Teile und stückweises Anpassen Rechnung getragen.

Aus den drei Messungen ergibt sich für das Verhältnis der Larmorfrequenz von ^{18}F zu ^{19}F

1) 0.392±0.003 2) 0.392±0.003 3) 0.387±0.003

In Abb. 5 sehen wir das Ergebnis der Messung 1). Aufgetragen sind die Größe $R(t_K)$ über der Kanalzahl und die Kurve

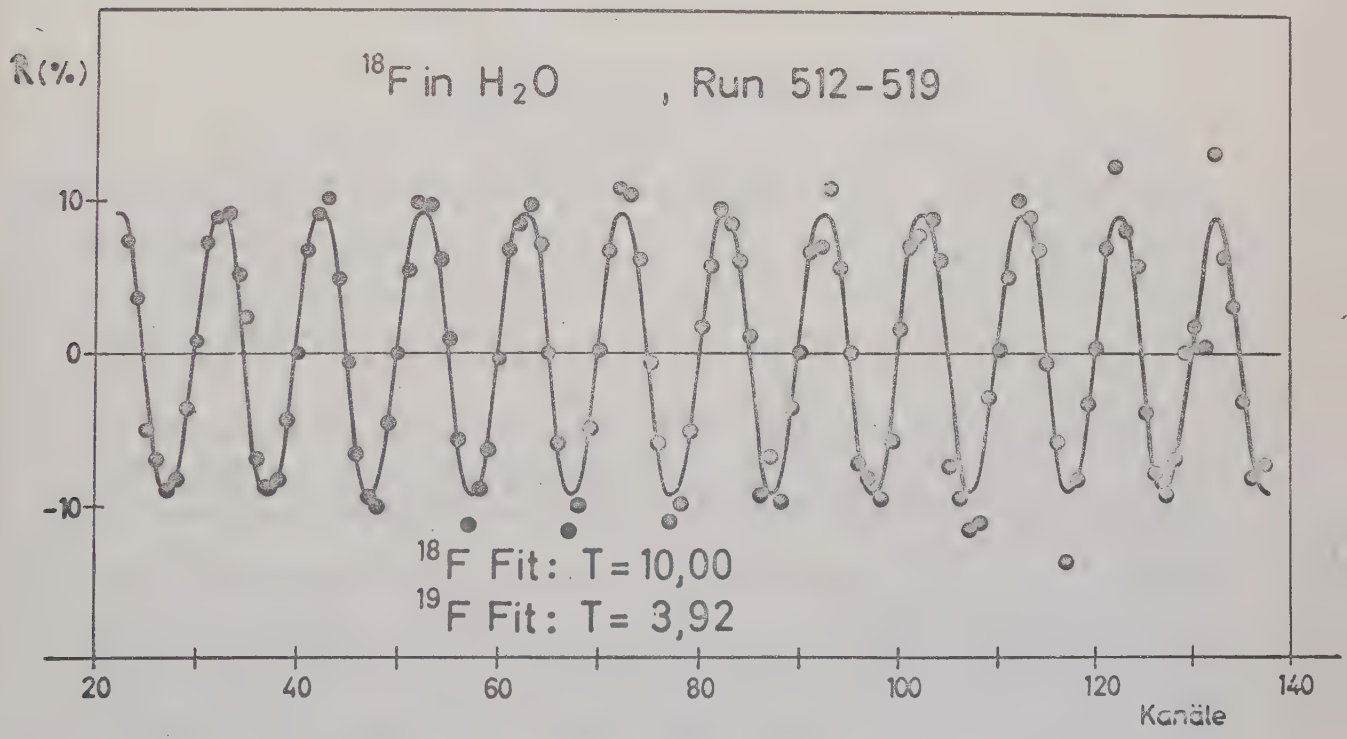


Abb. 5: Relativmessung der Spinpräzession von ^{18}F gegen ^{19}F in wäßriger Umgebung; eingetragen sind die Meßpunkte $R(t_K)$ von ^{18}F und die Kurve bester Anpassung als Ergebnis eines χ^2-Tests, normiert auf T = 10.00. Für die Anpassung der nichteingezeichneten Meßpunkte $R(t_K)$ von ^{19}F ergibt der χ^2-Test T = 3.92. T ist die Dauer einer halben Umdrehung in Kanaleinheiten.

der besten Anpassung. Der statistische Fehler der Anpassung ist gegeben durch die Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung und ist kleiner als 0,1 %.

Die angegebenen Fehler der Messungen 1), 2) und 3) sind bedingt durch Inkonstanz der Zeitskala und Nichtlinearität des Zeit-Amplituden-Wandlers. Der gemittelte Wert ergibt 0.3903 ± 0.0017 als Verhältnis der Larmorfrequenzen. Mit dem bei Bleck angegebenen Wert des g-Faktors von $^{19}F_{198keV}$ und einer dort näher diskutierten Korrektur von 0,4 % für die Larmorfrequenz in konzentrierter KF-Lösung (Ble 67) erhalten wir

für den 5^+ 1.13 MeV Zustand in ^{18}F

$$g = + 0.566 \pm 0.004$$

Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit den kürzlich gemessenen Werten g = + 0.57 + 0.01 von Fossan und Poletti (FosP 67) und g = + 0.572 + 0.006 von Schmidt und anderen (Schmi 67).

2) Vergleich der Larmorfrequenzen von ^{18}F und Amplitudenverhalten in verschiedener Umgebung

Die ^{18}F-Kerne wurden jeweils in einer der zu untersuchenden Proben angeregt und die Spinpräzession der zerfallenden Kerne gemessen. Anschließend wurde bei sonst gleicher Einstellung der Apparatur eine Wasserprobe bestrahlt. Aus den gemessenen Daten konnte jeweils das Verhältnis der Larmorfrequenzen und der Amplituden gebildet werden. Der Vergleich der Frequenzen zeigte Übereinstimmung innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa 2 % und ist für die weitere Diskussion nicht von Interesse.

In Tabelle I sind die Amplituden in verschiedenen Medien relativ zum H_2O-Medium aufgeführt.

Tabelle I: Relative Amplituden der Spinpräzession von ^{18}F, gemessen in verschiedener Umgebung. Da keine exponentielle Abnahme der Modulationsamplitude beobachtet werden konnte, ergeben sich Abschätzungen für "Abschwächungszeiten".

Umgebung	Reaktion	Amplitude (bezogen auf Messungen in H_2O)	Abschwächungszeit [sec]
(1) H_2O	$^{16}O(^3He,p)$	1.00	$> 10^{-4}$
(2) Glyz.	$^{16}O(^3He,p)$	1.09 ± 0.02	$> 10^{-5}$
(3) SiO_2	$^{16}O(^3He,p)$	0.9 quadrupolgestört	
(4) Neon	$^{20}Ne(d,\alpha)$	0 ± 0.1	
(5) O_2	$^{16}O(^3He,p)$	0 ± 0.05	
(6) O_2+CH_4 (1:1)	$^{16}O(^3He,p)$	0.8 ± 0.1	$> 10^{-6}$

Die Fehler sind im wesentlichen die dreifachen statistischen Fehler. Beim Vergleich der Amplitudenwerte untereinander ist nur die Größenordnung bedeutsam, da die Messungen bei verschiedenen Einschußenergien zwischen 5 und 5.5 MeV durchgeführt wurden und der Koeffizient A_k^x (siehe Abschnitt II) von der Reaktionsenergie abhängig sein kann. Außerdem erschwert in flüssigen Targets die beim Ionenbeschuß einsetzende Gasentwicklung eine genaue Angabe der Reaktionsenergie. Die Streuung der

Energie ist von der Zähigkeit der Flüssigkeit und deren Adhäsion an der Targetumgebung (Folie, Polschuhe) abhängig. Sie wurde für α-Teilchen und ^{3}He grob auf 0.5 MeV geschätzt. Bei den Gasmessungen war die Targetdicke 1 - 1.5 MeV; die Flüssig- und Festtargets waren totalabsorbierend.

Die Anregung der ^{18}F-Kerne in edelgasförmiger Umgebung wurde über die Reaktion $^{20}Ne(d,\alpha)^{18}F$ erreicht. Bei dieser Messung ((4) in Tabelle I) und der Messung in gasförmigem Sauerstoff (5) bzw. Sauerstoff-Methan-Gemisch (6) strömte das Gas mit einem mittleren Fluß von 1 cm^3 pro sec in die Targetkammer der Anordnung I (Abb. 2). Auffallend ist die totale Störung bei den Messungen (4) und (5).

Durch die Targetabmessungen war dafür gesorgt, daß die meisten Rückstoßkerne die γ-Strahlung im Gas emittierten. Reichweiteabschätzungen ergaben, daß weniger als 5 % der angeregten Kerne auf die Targetwände trafen. Bei keiner Messung konnte innerhalb der Fehlergrenzen eine exponentielle Abnahme der Modulationsamplitude beobachtet werden. Daraus ergeben sich grobe Abschätzungen für Abschwächungszeiten.

Bei den Messungen in Quarz wurde eine Schwankung der Modulationsamplitude beobachtet, die in Abb. 6 dargestellt ist. Aufgetragen ist als Funktion der Zeit das Verhältnis der Amplitudenquadrate für Messungen in Quarz und Wasser. Das Verhalten kann nicht durch eine exponentielle Abschwächung erklärt werden. Es ist wohl als Anzeichen einer Quadrupolwechselwirkung von ^{18}F mit dem Feldgradienten des hexagonalen SiO_2-Gitters zu deuten. Die Bestimmung einer elektrischen Wechselwirkungsfrequenz ω_E ist nicht zugelassen, da eine volle Periode nicht mit Sicherheit beobachtet werden konnte.

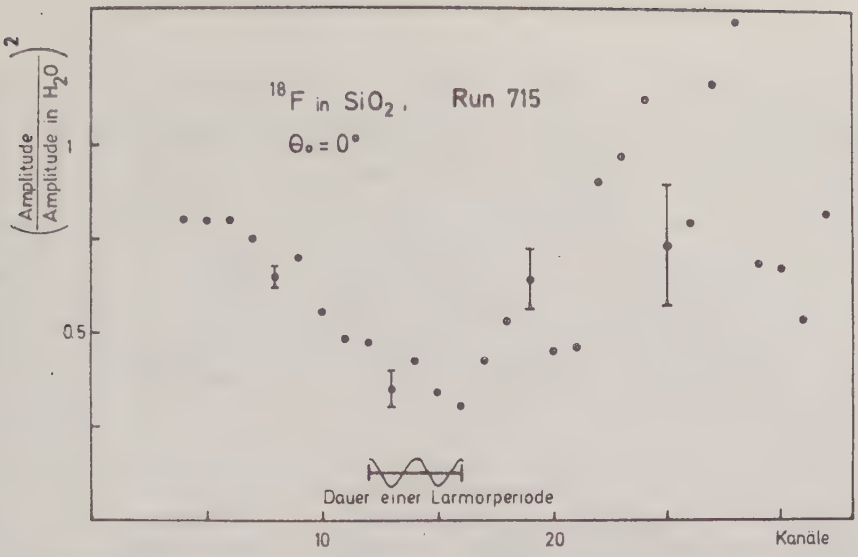


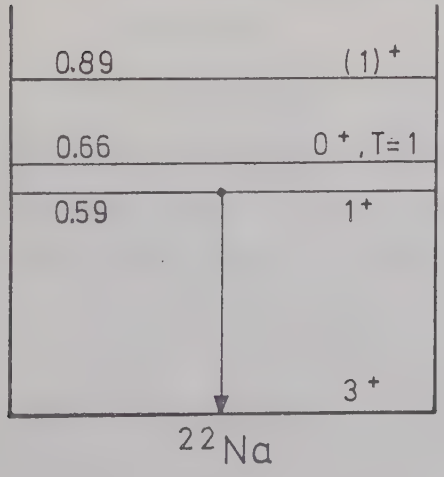
Abb. 6: Amplitudenverhalten der Spinpräzession von ^{18}F in Quarz; aufgetragen ist die Funktion $|R(t_K)|^2$, gemittelt über die Dauer einer Larmorperiode und normiert auf die (konstante) Amplitude der Messungen in H_2O.

Die Diskussion der Resultate in Tabelle I erfolgt zusammen mit den Resultaten der ^{22}Na-Messungen (Tabelle II) im Abschnitt V.

3) Messung des g-Faktors von ^{22}Na in verschiedenen Medien

a) Edelgasförmige Umgebung

Die Reaktion $^{22}Ne(p,n)\,^{22}Na$ ermöglichte die Anregung des 1^+ Niveaus in edelgasförmiger Umgebung.

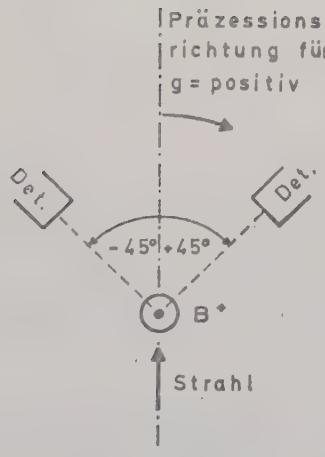


Es zerfällt über E2-Strahlung mit einer Lebensdauer von 243 nsec (SunT 66) zum 3^+ Grundzustand. Die Energie der eingeschossenen Protonen betrug 5.9 MeV. Als Target war gasförmiges ^{22}Ne mit einer Anreicherung von über 99 % in die Gaskammer der Anordnung II (Abb. 3) gefüllt. Seine Dicke war 1 mg pro cm^2.

Eine großzügige Abschätzung ergab, daß weniger als 5 % der angeregten Rückstoßkerne auf die Targetrückwand trafen. Die 0.59 MeV γ-Strahlung wurde in zwei unter $\Theta_o = \pm 45^\circ$ stehenden Detektoren nachgewiesen. (Siehe Skizze 1) Durch die zusätzliche Umpolung des Magnetfeldes ergaben sich die vier Einzelspektren $I(t; \Theta_o = \pm 45^\circ, B_o^{\pm})$, die zur Bestimmung der Larmorperiode wie folgt verknüpft wurden:

$$C(t) = \frac{[I(t,+45^\circ,B^-)+I(t,-45^\circ,B^+)]-[I(t,-45^\circ,B^-)+I(t,+45^\circ,B^+)]}{[I(t,+45^\circ,B^-)+I(t,-45^\circ,B^+)]+[I(t,-45^\circ,B^-)+I(t,+45^\circ,B^+)]}$$

$$C(t) = A' \cos(2\omega_L t - \phi)$$

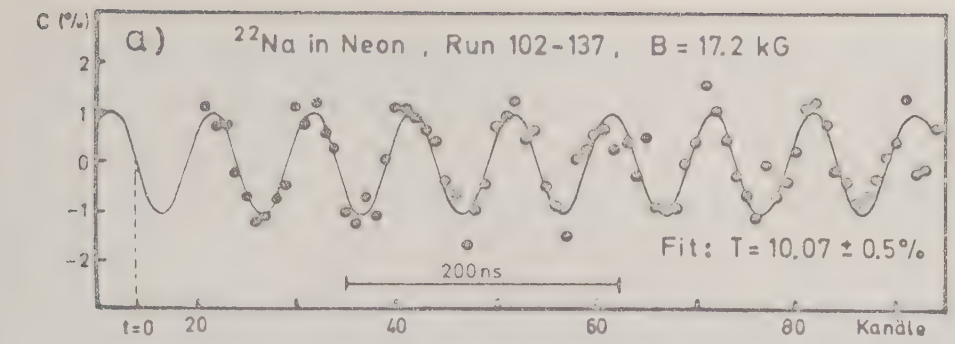


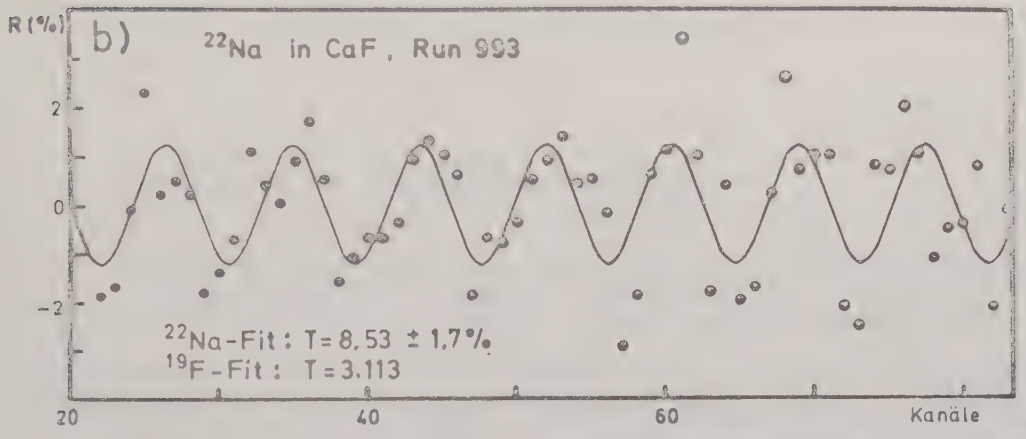
Geometrie bei Messung a); Draufsicht

Skizze 1

C(t) ist wie (6) in Abschnitt II periodisch in $2\omega_L$. A' enthält die Koeffizienten A_2^x und A_2^γ. Die Phase ϕ ergibt sich bei den gewählten Vorzeichen von Detektorwinkelstellung und Magnetfeldrichtung (siehe Skizze 1) so, daß für positives Vorzeichen des g-Faktors die Meßgröße C(t) bei t = 0 eine negative Steigung besitzt.

Abb. 7 a) zeigt die Meßdaten. Der angegebene Fehler der Anpassung ist die Halbwertsbreite der Wahrscheinlichkeit und entspricht dem einfachen statistischen Fehler. Mit einem





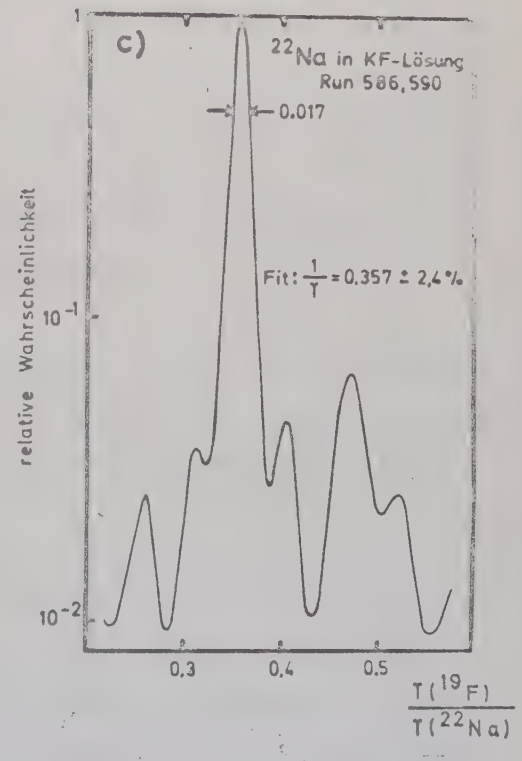


Abb. 7:

Messung der Spinpräzession von ^{22}Na nach verschiedenen Reaktionen in verschiedener Umgebung. Die eingezeichneten Kurven sind Ergebnisse von χ^2-Tests.

a) Reaktion ^{22}Ne(p,n) in edelgasförmigem Medium; Absolutmessung des g-Faktors von ^{22}Na.

b) Reaktion ^{19}F(α,n) in fester Umgebung (CaF); Messung relativ zur Spinpräzession von ^{19}F.

c) Reaktion ^{19}F(α,n) in flüssiger Umgebung (konzentrierte KF-Lösung); Messung relativ zur Spinpräzession von ^{19}F. Aufgetragen ist das Ergebnis eines χ^2-Tests, bei dem das Verhältnis $2T(^{19}F) : 2T(^{22}Na$ der Umdrehungsdauern variiert wurde. Die Wahrscheinlichkeit ist im Maximum normiert.

Magnetfeld B_o = 17.2 kG und einer Eichung der Zeitskala ergibt sich für den g-Faktor

1) $$g = + 0.520 \pm 0.018 \quad .$$

Der Fehler setzt sich linear aus dem dreifachen statistischen Fehler (1,5 %), dem Fehler der Magnetfeldmessung (Hallsonde, 1,5 %) und dem Fehler der Zeiteichung und Konstanz der Zeitskala (0,5 %) zusammen.

b), c) Feste und flüssige Umgebung

Bei der Anregung des zu untersuchenden ^{22}Na-Niveaus durch die Reaktion $^{19}F(\alpha,n)^{22}Na$ konnte gleichzeitig das 198 keV Niveau in ^{19}F durch die Reaktion $^{19}F(\alpha,\alpha')^{19}F$ angeregt werden und die bekannte Larmorpräzession des ^{19}F-Zustandes mit derselben Apparatur als Eichfrequenz mitgemessen werden. Dazu wurden in das γ-Energiespektrum zwei Fenster auf die entsprechenden Fotolinien gesetzt und die Ausgangssignale der Differentialdiskriminatoren vor dem schnellen Tor gemischt. Im Vielkanalanalysator wurden dann die Zeitspektren durch routing mit den Energiefenstersignalen in getrennte Speicherhälften abgespeichert.

Eine der Messungen am festen CaF_2-Target bei einer α-Energie von 3.6 MeV zeigt Abb. 7 b: Der gemittelte Wert zweier Messungen ergibt aus dem Verhältnis der Larmorfrequenzen für den g-Faktor

2) $$g = + 0.529 \pm 0.019 \quad .$$

Messungen an einer konzentrierten wäßrigen KF-Lösung wurden bei einer α-Energie von 5.2 MeV durchgeführt. Die über die α-Energie integrierte Ausbeute für 0.59 MeV γ-Strahlung ist wegen starker Resonanzen im Compoundkern ^{23}Na (FreM 64) bei 5.2 MeV zwar rund 50mal so hoch wie bei 3.6 MeV-Messungen am CaF_2-Target, jedoch ist die Anisotro-

pie der γ-Strahlung beträchtlich kleiner. Wegen der relativ großen statistischen Fehler der Einzelpunkte des $R(t_K)$-Spektrums erschien daher eine Abfrage nach der größten Wahrscheinlichkeit über einen bestimmten vorgegebenen T-Bereich notwendig. Das Ergebnis (Abb. 7 c) zeigt ein klares Maximum bei dem Frequenzverhältnis 0.357 mit einer Halbwertsbreite von 5 %. Dies entspricht dem einfachen statistischen Fehler. Mit dem ^{19}F-Wert von Bleck ergibt sich für den g-Faktor

$$3) \qquad g = 0.517 \pm 0.037 \quad .$$

Die systematischen Fehler bei den (α,n) und (α,α') Relativmessungen an den Fest- und Flüssigtargets sind klein; die angegebenen Fehler sind die dreifachen statistischen Fehler.

Tabelle II: Zusammenstellung der Spinpräzessions-Messungen am 0.59 MeV-Zustand in ^{22}Na

Target	Reaktion	g	Amplitude der Modulation	Abschwächungszeit [sec]
1) Neon	$^{22}Ne(p,n)$	$+0.520 \pm 0.018$	0,8 %	$> 10^{-5}$
2) CaF_2	$^{19}F(\alpha,n)$	$+0.529 \pm 0.019$	1,2 %	$>2.10^{-5}$
3) KF-Lösung	$^{19}F(\alpha,n)$	0.517 ± 0.037	0,4 %	$> 10^{-6}$

Die Tabelle II enthält eine Zusammenstellung der Meßergebnisse. In Anbetracht der reichlich überlappenden Fehler für die g-Faktoren der beschriebenen drei Einzelmessungen erscheint es gerechtfertigt, das mit den Fehlern

gewichtete Mittel zu bilden. Als Resultat erhalten wir für den 1^+ 0.59 MeV-Zustand in ^{22}Na

$$g = + 0.523 \pm 0.011$$

Die Übereinstimmung mit dem Wert $g = + 0.535 \pm 0.010$ von Sunyar und Thieberger (SunT 66) ist gut; der Wert $g = + 0.555 \pm 0.017$ von Schmidt et al. (Schmi 67) weicht geringfügig von dem Ergebnis dieser Messung ab.

Bei den in Tabelle II angegebenen Amplituden ist auch hier wegen der in Abschnitt IV 2) beschriebenen Gründe nur die Größenordnung von Interesse. Die Abschwächungszeiten sind grob abgeschätzt.

Im nächsten Abschnitt wird das Amplitudenverhalten bei den Messungen an ^{18}F und ^{22}Na erläutert.

V Diskussion der Nacheffekte

Wirken auf die durch die Kernreaktion erzeugten angeregten Kerne äußere oder atomare Felder ein, die die Ausrichtung ändern, so wird die Winkelverteilung (Winkelkorrelation) als gestört bezeichnet; Störprozesse, die unmittelbar nach und als Folge der Kernreaktion eintreten, heißen Nacheffekte.

Die Abbremszeiten sind in Gasen bei Normalbedingungen von der Größenordnung 10^{-9} sec, in Festkörpern und Flüssigkeiten rund 1000mal kürzer. Da die Zeitauflösung bei den Messungen etwa 10^{-8} sec war, können über die Störungen während des Abbremsvorganges nur integrale Aussagen gemacht werden. Diese Störungen würden sich als Schwächung der Koeffizienten A_k^{γ} bemerkbar machen. Während der anschließenden Beobachtungszeit bewirken Störfrequenzen, die groß sind gegen die reziproke Auflösungszeit, ebenfalls eine Abschwächung der Modulationsamplitude.

Vergleichen wir größenordnungsmäßig die in Tabelle I und II angegebenen Amplituden, so fällt folgendes Verhalten auf: Bei den Messungen in festen und flüssigen Proben war immer eine Modulation zu beobachten, bei Messungen im Gas kann sie völlig verschwinden. Wir betrachten die Messungen im gasförmigen Medium im einzelnen: Wir finden, daß die im reinen O_2 vorhandene Zerstörung der Anisotropie der ^{18}F-Zerfalls-γ-Strahlung durch Zusatz von Methan (Volumenverhältnis 1:1) wieder behoben wird. Die Messungen im Neon zeigen für ^{18}F und ^{22}Na ein unterschiedliches Verhalten: Während die Anisotropie der ^{18}F-γ-Strahlung vollständig verschwindet[+)], strahlen die ^{22}Na-Kerne anisotrop.

+) Dazu müßte noch gezeigt werden, daß auch die Reaktion $^{20}Ne(d,\alpha)^{18}F$ zu einer starken Orientierung der ^{18}F-Kerne führt, was wegen der hohen Bahndrehimpulsübertragung von $L \geq 4$ sehr wahrscheinlich ist.

Es ist bekannt, daß Messungen der γ-Winkelverteilung in gasförmigen Quellen stark gestört sind (zum Beispiel Tre 57, Lei 64, KleS 65). Die Untersuchungen von Bleck am ^{19}F im gasförmigen SF_6 bewiesen, daß während des Abbremsvorganges wegen der kurzen Korrelationszeiten (10^{-10} sec) die Anisotropie nicht wesentlich gestört wird; die von ihm im reinen SF_6 gefundene totale Störung kann auf die paramagnetische Hyperfeinwechselwirkung der nach dem Abbremsvorgang überwiegend neutralen F-Atome zurückgeführt werden. Stöße mit CH_4 bei kinetischen Energien, die vergleichbar mit der Bindungsenergie eines HF-Moleküls sind, führen vermutlich zur Bildung eines diamagnetischen HF-Moleküls. Entscheidend für den Grad der Erhaltung der Anisotropie ist die Reaktionsgeschwindigkeit; in Übereinstimmung damit nimmt die Anisotropie linear mit der Konzentration zu. Mit diesem Modell kann man auch unsere Messungen am reinen Sauerstoff und am Sauerstoff-Methan-Gemisch verstehen.

Der wesentliche Punkt, der zum Verständnis des unterschiedlichen Verhaltens von Fluor und Natrium in Neon führt, ist die Kenntnis des mittleren Ladungszustandes der Rückstoßatome nach dem Abbremsvorgang. Da unsere Messungen keine quantitativen Aussagen erlauben, und es keine geschlossene Darstellung zur Beschreibung des Ladungszustandes eines mit seiner Umgebung wechselwirkenden Rückstoßatoms gibt, begnügen wir uns mit folgender, zum qualitativen Verständnis ausreichenden Erklärung: Beim Abbremsvorgang im Gas sind bei den hier in Frage kommenden Rückstoßenergien von einigen 100 keV die abzubremsenden Atome in einem Ladungsgleichgewichtszustand mit den Atomen des Bremsgases; die Ladungszahl ist im zeitlichen Mittel wahrscheinlich null. Erreicht das Rückstoßatom kinetische Energien, die vergleichbar mit den Bindungsenergien der äußersten Hüllenelektronen sind, so wird das Verhältnis

der Ionisierungsenergien des Bremsgasatoms zu dem des Rückstoßatoms wichtig sein. Die Ionisierungspotentiale sind beim Neon 21.5 eV, beim Fluor 17.5 eV und beim Natrium 5 eV. Das Verschwinden der Anisotropie bei Fluor im Gegensatz zum Natrium könnte dann in folgender Weise gedeutet werden: Aufgrund der kleineren Ionisierungsenergie hat das Natrium eine größere Chance, am Ende des Abbremsvorganges als einfach geladenes Ion vorzuliegen. Dieses Ion ist diamagnetisch; damit wird die Ausrichtung der Kernspins durch die Hülle nicht gestört. Dagegen ist das Fluoratom paramagnetisch+); die Larmorfrequenz der Kernspins in dem Hyperfeinfeld beträgt etwa $2 \cdot 10^{10}\,sec^{-1}$,++) und eine Anisotropie läßt sich bei einer Zeitauflösung von 10^{-8} sec nicht mehr beobachten.

Die Ergebnisse der Messungen in Flüssigkeit und im Festkörper zusammenfassend, können wir die bisherigen Erfahrungen bestätigen, daß die Orientierung der Rückstoßkerne die Vorgänge nach der Kernreaktion im wesentlichen überlebt. Die Rückstoßkerne bauen relativ rasch eine diamagnetische Hülle auf. In Fällen, bei denen nach α-Zerfall (zum Beispiel AsaS 64), nach einer Kernreaktion (zum Beispiel Tre 56, Tre 57) oder nach K-Einfang (zum Beispiel PetT 61) Störungen beobachtet wurden, ließen sich diese durch Anlegen eines in Richtung der Detektorachse weisenden Magnetfeldes beseitigen. Wir können daraus folgern, daß die Nacheffekte im wesentlichen magnetische Hyperfeinwechselwirkung sind. Aus der Stärke der von den Autoren benötigten Entkopplungsfelder (einige 10^3 Gauß) können die magnetischen Störfelder zu etwa $10^6 - 10^7$ Gauß abgeschätzt werden. Die Messungen dieser Arbeit an Gasen und die von Bleck am SF_6+CH_4-Gemisch bestätigen diese

---

+) Vergleiche Klepper und Spehl (KleS 65)

++) Berechnet nach Bessis und anderen (BesL 63)

Größenordnung in Verbindung mit der von Bleck angegebenen Vorstellung über den Abbremsvorgang.

Bei Rückstößen im Festkörpergitter ist die Frage nach Ersetzungsstößen interessant. Modellrechnungen sagen eine hohe Wahrscheinlichkeit voraus (siehe Vineyard und andere (VinE 65) und die dort angegebene Literatur); dies wird von Untersuchungen mit Hilfe des Mößbauereffektes bestätigt.(zum Beispiel LeeK 65, ChriH 67). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind mit diesen Vorstellungen nicht in Widerspruch, können sie jedoch nicht explizit bestätigen. Es sei bemerkt, daß bei Messungen der Spinpräzession von ^{18}F in CaO (Schmi 67) die beobachteten, starken Modulationen keine Abhängigkeit von der Temperatur zeigen, was für einen Ersetzungsstoß an einem regulären Gitterplatz spricht. Möglicherweise sind Spinpräzessionsuntersuchungen in ferromagnetischen Substanzen geeignet, genauere Aussagen zu liefern. Die Fourier-Analyse eines mit guter Statistik vermessenen Spinpräzessionsspektrums der über $^{16}O(^{3}He,p)$ angeregten und stark anisotrop strahlenden ^{18}F-Kerne sollten zum Beispiel eindeutige Aussagen über die Frequenzverteilung der Larmorpräzession und damit über die in einem Festkörper stationär wirkenden Magnetfelder zulassen (vergleiche hierzu auch Bleck).

Im Zusammenhang mit der bei diesen Experimenten beobachteten Konstanz der Modulationsamplitude sei erwähnt, daß von Sugimoto und anderen (SugM 65) polarisierte ^{17}F-Kerne in einen CaF_2-Einkristall hineingeschossen wurden. In einem äußeren, in Richtung der Kernpolarisation stehenden Magnetfeld war die Kernrelaxationszeit vergleichbar mit der Lebensdauer der ^{17}F-Kerne von 67 sec.

VI Diskussion der gemessenen g-Faktoren

Nach de Shalit u.Talmi(deST 63) gibt es folgende einfache Beziehung für den g-Faktor eines selbstkonjugierten Kernes im Schalenmodellzustand $(j)^n_J$ für N = Z:

$$(1) \qquad g = \frac{g_P + g_n}{2} \quad .$$

g_P und g_n sind die g-Faktoren eines Protons bzw. Neutrons im Zustand j. Die Voraussetzungen zur Berechnung von (1) sind, daß sich die Nukleonen in der gleichen j-Bahn befinden, und daß der Operator des magnetischen Moments als Einteilchenoperator angesetzt werden kann.

Wenden wir dieses einfache Modell auf die hier untersuchten u-u Kerne ^{18}F und ^{22}Na an, indem wir voraussetzen, daß sich die 2 bzw. 6 Nukleonen außerhalb des ^{16}O-Rumpfes in $d_{5/2}$-Bahnen befinden, so sollten in diesem Modell die g-Faktoren von ^{18}F und ^{22}Na gleich sein. Wir erwarten für den vermutlich reinen $(d_{5/2})^2_{J=5}$-Zustand in ^{18}F +) Übereinstimmung mit der Vorhersage (1). Bezüglich ^{22}Na ist die Annahme einer reinen $(d_{5/2})^6$ Konfiguration sicher nicht gerechtfertigt.

Als Zahlenwerte für g_p und g_n können zum Beispiel eingesetzt werden:

a) Die aus dem einfachen Schalenmodell folgenden g-Faktoren für ein einzelnes Nukleon, wie sie zuerst von Schmidt angegeben wurden. (Schmi 37).

+) In einigen Tabellen wird der Spin 5 des 1.13 MeV-Zustandes nicht als gesichert angegeben. Inzwischen gibt es jedoch so starke experimentelle (zum Beispiel aus den Reaktionen $^{16}O(\alpha,d)$ (HarC 62) und $^{16}O(^3He,p)$ (Pül 66)) und theoretische (Berechnung der Energieniveaus nach neueren Kernmodellen, siehe zum Beispiel Kuo und Brown (KuoB 66)) Argumente, daß J = 5 als gesichert gelten kann.

b) Die experimentellen Werte der g-Faktoren für die Grundzustände der benachbarten Kerne ungerader Nukleonenzahl. Diese Werte sind für ^{17}F g = 1.889 (SugM 65), für ^{17}O g = - 0.756 (Lin 64), für ^{21}Na g = + 1.591 (AmeP 65) und für ^{21}Ne g = - 0.441 (Lin 64).

Tabelle III gibt die Resultate. Die Abweichungen der Werte von dem einfachen Modell ist nicht signifikant und beträgt für die magnetischen Momente weniger als 0.05 Kernmagneton. Man ist geneigt, das als Konsistenz des Modells zu deuten. Jedoch ist bei einem u-u Kern der g-Faktor nicht sehr empfindlich von Korrekturen abhängig, da diese für Proton und Neutron meist entgegengesetztes Vorzeichen haben und sich bei u-u Kernen (im Gegensatz zu u-g Kernen) weitgehend aufheben. Für ^{17}F und ^{17}O zum Beispiel findet man Rechnungen bei Nyman (Nym 67) und Mavromatis und Zamick (MavZ 66).

Tabelle III: Vergleich der experimentellen Werte mit den Ergebnissen der Vorhersage (1)

Kern	J	g_{exp}	$g_{Schmidt}$	$g_{emp.}$
$^{18}F_{1.13\ MeV}$	5	+ 0.566	+ 0.576	+ 0.566
$^{22}Na_{G.Z.}$	3	+ 0.582 +)	"	+ 0.575
$^{22}Na_{0.59MeV}$	1	+ 0.523	"	"

g_{exp}: experimentelle Werte
$g_{Schmidt}$: berechnet nach Einteilchenschalenmodell a)
g_{emp}: berechnet aus experimentellen g-Faktoren benachbarter Kerne ungerader Nukleonenzahl b)

+) Ref. (Lin 64)

Die besonders gute Übereinstimmung des gemessenen Wertes für ^{18}F mit den Vorhersagen aus der Kopplung der relativ reinen $d_{5/2}$ Grundzustände in ^{17}F und ^{17}O bestätigt für den 5^+ 1.13 MeV Zustand in ^{18}F eine $(d_{5/2})^2$ Konfiguration.

Weitere Messungen der g-Faktoren am 1^+ Grundzustand und am 3^+ 0.94 MeV Zustand in ^{18}F wären von besonderem Interesse für die Diskussion des magnetischen Momentoperators und seines Zweikörperanteils.

VII Schlußbemerkungen

Es war ein wesentliches Anliegen dieser Arbeit, die Möglichkeit der Messung von g-Faktoren angeregter Zustände am Beschleuniger zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, daß genaue Messungen von g-Faktoren angeregter Zustände möglich sind. Zu dem vieldiskutierten Problem der Störungen der Winkelverteilung (Korrelation) durch Nacheffekte ergab sich, daß der eigentliche Abbremsvorgang die Winkelverteilung der verzögert emittierten γ-Strahlung nicht so wesentlich beeinflußt wie die vom Rückstoßkern nach Abbremsen vorgefundenen Bedingungen bezüglich seiner Umgebung. Wesentlich ist, daß der Kern rasch (etwa innerhalb einiger 1/10 nsec) eine diamagnetische Hülle bekommt und somit die Spinpräzession ungestört beobachtet werden kann. Es scheint, daß die differentielle Methode der Beobachtung der Spinpräzession ein brauchbares Instrument zur Untersuchung festkörperphysikalischer Fragen ist und eine willkommene Ergänzung zu Untersuchungen mit Hilfe des Mößbauereffektes darstellt.

Literaturverzeichnis

(AldS 64) K. Alder and R. M. Steffen
in "Annual Review of Nuclear Science",
ed. E. Segré, G. Friedlander, H. P.
Noyes, Vol. 14 (1964)

(AmeP 65) O. Ames, E. A. Philips and S. S.
Glickstein,
Phys. Rev. 137 (1965) B 1157

(AsaS 64) F. Asaro and K. Siegbahn
in "Perturbed Angular Correlations",
ed. E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn
North-Holland Publishing Company,
Amsterdam, 1964

(BesL 63) N. Bessis, H. Lefebvre-Brion and
C. Moser
Phys. Rev. 130 (1963) 1441

(Ble 67) J. Bleck
Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Institut
für Kernforschung Berlin, Sektor
Kernphysik, 1967

(ChriH 67) J. Christiansen, P. Hindennach, U.
Morfeld, E. Recknagel, D. Riegel and
G. Weyer
wird veröffentlicht in Nuclear Physics

(deS 64) A. de-Shalit in
"Nuclear Structure and Electromagnetic
Interactions", ed. N. Mac Donald, B.Sc.Ph.D.
Oliver and Boyd Ltd., Edinburgh, 1965

(deST 63) A. de-Shalit and J. Talmi,
Nuclear Shell Theory,
Academic Press, New York and London, 1963

(FraS 65) H. Frauenfelder and R. Steffen
in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", ed. K. Siegbahn,
North-Holland Publishing Company,
Amsterdam 1965

(FosP 67) D. B. Fossan and A. R. Poletti,
Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 53

(Fre 61) R. M. Freeman,
Nucl. Phys. 26 (1961) 446

(FreM 64) R. M. Freeman and G. S. Mani,
Nucl. Phys. 51 (1964) 593

(HarC 62) B. G. Harvey, J. Cerny, R. H. Pehl
and E. Rivet
Nucl. Phys. 39 (1962) 160

(Hry 60) A. Z. Hrynkiewicz
Postepy Fizyki 11 (1960) 521

(KleS 65) O. Klepper and H. Spehl,
Nucl. Phys. 64 (1965) 393

(KuoB 66) T.T. S. Kuo and G. E. Brown,
Nucl. Phys. 85 (1966) 40

(LeeK 65) Y. K. Lee, P. W. Keaton, E. T. Ritter
and J. C. Walker,
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 957

(Lei 64) H. J. Leisi in
"Perturbed Angular Correlations",
ed. E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn,
North-Holland Publishing Company,
Amsterdam 1964

(Lin 64) J. Lindgren in
"Perturbed Angular Correlations",
ed. E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn,
North-Holland Publishing Company,
Amsterdam 1964

(MavZ 66) H. A. Mavromatis, L. Zamick,
Phys. Lett. 20 (1966) 171

(MatL 61) E. Matthias and T. Lindqvist,
Nucl. Instr. Meth. 13 (1961) 356

(Nym 67) E. M. Nyman,
Nucl. Phys. B 1 (1967) 521

(OlnW 65) J. W. Olness and E. K. Warburton,
Phys. Rev. 151 (1966) 792
und die dort angegebene Literatur

(PetT 61) B.-G. Pettersson, J. E. Thun and
T. R. Gerholm,
Nucl. Phys. 24 (1961) 223

(PolF 66) A. R. Poletti, D. B. Fossan,
Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966) 368

(Pül 66) F. Pühlhofer,
Dissertation, Heidelberg 1966

(Schmi 37) Th. Schmidt,
Zeitschrift f. Physik 106 (1937) 358

(Schmi 67) H. Schmidt, J. Morgenstern, H. J. Körner, J. Braunsfurth and S. J. Skorka, Phys. Letters, eingereicht zur Veröffentlichung

(SteF 64) R. Steffen and H. Frauenfelder in "Perturbed Angular Correlations", ed. E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1964

(SugM 65) K. Sugimoto, A. Mizobuchi, K. Nakai and K. Matuda,
Phys. Lett. 18 (1965) 38

(SunT 66) A. W. Sunyar and P. Thieberger,
Phys. Rev. 151 (1966) 910

(Tre 56) P. B. Treacy,
Nucl. Phys. 2 (1956) 239

(Tre 57) P. B. Treacy,
Austral. J. Phys. 10 (1957) 373

(VinE 65) G. H. Vineyard, C. Erginsoy, A. Shimizu,
Phys. Rev. 139 (1965) A 118

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter Leitung von Herrn Professor Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt.

Mein Dank gilt vor allem Herrn Professor Lindenberger für sein förderndes Interesse, seine großzügige Unterstützung und besonders für die vorzüglichen Arbeitsbedingungen an seinem Institut.

Herrn Dr. Christiansen danke ich für fruchtbare Anregungen und wertvolle Diskussionen. Zu großem Dank bin ich Herrn Bleck für die Auswertung der Meßergebnisse und zahlreiche Diskussionen verpflichtet. Ihm und Herrn Ribbe danke ich für die Hilfe bei den Messungen.

Herr Renner und seine Mitarbeiter setzten sich dafür ein, daß der Beschleuniger unsere experimentellen Anforderungen erfüllte. Herr Adamski und Herr Baltrusch mit Mitarbeitern konstruierten und bauten die Mechanikteile der Apparatur. Herr Conrad, Herr Friese und Herr Lauch entwickelten die elektronischen Geräte. Der Sektor Mathematik stellte großzügig Rechenzeit zur Verfügung. Ihnen allen gilt mein herzlicher Dank.

Meiner lieben Frau danke ich für ihr liebevolles und aufopferndes Verständnis.

L e b e n s l a u f

Am 8. 8. 1938 wurde ich als Sohn des Studienrats Dr. Ferdinand Haag und seiner Ehefrau Gisela, geb. Weihrauch, in Heidelberg geboren und bin der Älteste von fünf Geschwistern. Von 1939 - 1942 wohnten wir in Straßburg, von 1942 - 1945 in Barr (Elsaß), ab 1945 in Eberbach in Baden-Württemberg. Ich besuchte dort die Grundschule und das Gymnasium, an dem ich im April 1957 die Reifeprüfung ablegte. Anschließend begann ich mit dem Studium der Physik. Die ersten beiden Semester belegte ich an der Universität Heidelberg, die nächsten vier an der Universität München, an der ich im März 1960 das Vordiplom in Physik absolvierte. Mein Studium setzte ich in Heidelberg fort, wo ich am Betatron des I. Physikalischen Instituts unter der Leitung von Herrn Professor Kopfermann meine Diplomarbeit "Die Spektren der Photoneutronen aus den Reaktionen $^{12}C(\gamma,n)^{11}C$ und $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$" durchführte. Im November 1962 legte ich an der Universität Heidelberg das Diplom in Physik ab. Anschließend begann in Berlin unter der Leitung von Herrn Professor Lindenberger meine Tätigkeit am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts, an dem ich 1963 zum Wissenschaftlichen Assistenten ernannt wurde. Ich widmete mich zunächst der Einrichtung der kernphysikalischen Meßtechnik. Im Rahmen meiner wissenschaftlichen Tätigkeit stehen die Durchführung meiner eigenen Dissertation und die Betreuung von Diplomarbeiten.
Ich bin seit 1963 verheiratet und habe ein Kind.